

УДК 534:535

ОСОБЕННОСТИ ОРИЕНТАЦИОННОГО ИСКАЖЕНИЯ НЕМАТИКОВ В УСЛОВИЯХ ДВУХВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

© 1999 г. Ю. В. Бочаров, О. А. Капустина

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

E-mail: bvp@akim.ru

Поступила в редакцию 08.07.97 г.

Экспериментально исследовано изменение макроструктуры гомеотропно ориентированного нематика и его оптический отклик на двухволновое и традиционное одноволновое воздействия для частот ультразвукового диапазона. Показано, что в нематиках может быть создано новое пространственно-однородное ориентационное состояние директора в условиях взаимодействия когерентных продольной и вязкой волн.

Известно, что воздействие ультразвуковых (УЗ) волн на тонкий слой нематического жидкого кристалла (НЖК) вызывает изменения его макроструктуры. Оптическая картина, наблюдаемая в поляризованном свете, отображает эти изменения, визуализируя тем самым распределение волновых параметров в плоскости слоя. Изучению различного рода структурных превращений в НЖК при воздействии УЗ посвящено довольно много работ, основные результаты которых отражены в монографии [1]. Однако, анализ этих данных показывает, что во всех рассмотренных физических ситуациях УЗ-воздействие на НЖК не является "одноволновым", и поле, формирующееся в слое и определяющее его оптический отклик, является результатом смешения волн. Описаны три типа таких процессов в НЖК: а) интерференция возбуждаемых УЗ-волной собственных мод слоя [2, 3]; б) взаимодействие УЗ-волны с паразитными волнами, связанными с колебаниями излучателя на неосновной его моде [4]; в) взаимодействие УЗ-волны с волнами, порождаемыми неоднородностями вблизи границ УЗ-пучка [5] или по его сечению [6]. Так как во всех этих ситуациях возмущения имеют один источник, что обеспечивает когерентность волн, в опыте невозможно разделить вклад каждой из составляющих в волновое движение и установить прямую связь их амплитуд с откликом НЖК на УЗ-воздействие. До сих пор эту задачу корректно решить не удавалось и в том случае, когда в слое интерферировали когерентные волны, создаваемые разными источниками [7–10]. Даже в наиболее значимой работе [10], где исследовали отклик НЖК на совместное воздействие волны сдвига и поверхностных акустических волн (ПАВ), волновое поле в слое формировалось при смешении не менее чем двух его собственных мод, инициируемых ПАВ, и вязкой волны, генерируемой в НЖК сдвиговыми колебаниями одной из ограничивающих слой пластин.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования изменения макроструктуры гомеотропного слоя НЖК в условиях смешения когерентных продольной и сдвиговой волн, имеющих взаимно перпендикулярную поляризацию. Цель работы – рассмотреть особенности взаимодействия вязкой волны, порождаемой в нематической жидкости волнами сдвига, с единственной упругой волной и, разделив вклад в этот процесс каждой из составляющих волнового движения, установить связь оптического отклика НЖК с амплитудами интерферирующих волн. Полученные данные интерпретируются в рамках теоретических моделей, которые постулируют "поточный" механизм изменения ориентационного состояния НЖК в условиях одноволнового [5] и двухволнового [10] воздействия для диапазона частот, удовлетворяющих условию:

$$\kappa_v d \gg 1, \quad \kappa_v \gg k. \quad (1)$$

Здесь k и κ_v – волновые числа продольной упругой и вязкой волн в НЖК, d – толщина слоя НЖК. При типичных значениях d , равных 10–40 мкм, этому условию удовлетворяют частоты 5–40 МГц.

Схема эксперимента и геометрия ячейки изображены на рис. 1. Исследуемый НЖК (эвтектическая смесь МББА и его гомолога ЭББА) заполняет плоский капилляр, образованный пластиной 1 и торцом стержня (звукопровода) 2. Излучатели продольных волн 3 и сдвиговых волн 4 расположены на другом торце звукопровода. Толщина слоя НЖК в такой ячейке составляет 40 мкм; ее определяют прокладки [6], расположенные по краям ячейки (вдоль оси x); два ее других края, параллельные оси y , – открытые (рис. 1б, вид сверху), площадь ячейки $(1 \times 1) \text{ см}^2$. Для создания гомеотропных граничных условий поверхности пластины и звукопровода химически очищали и обрабатывали лецитином. Наблюдения за изме-

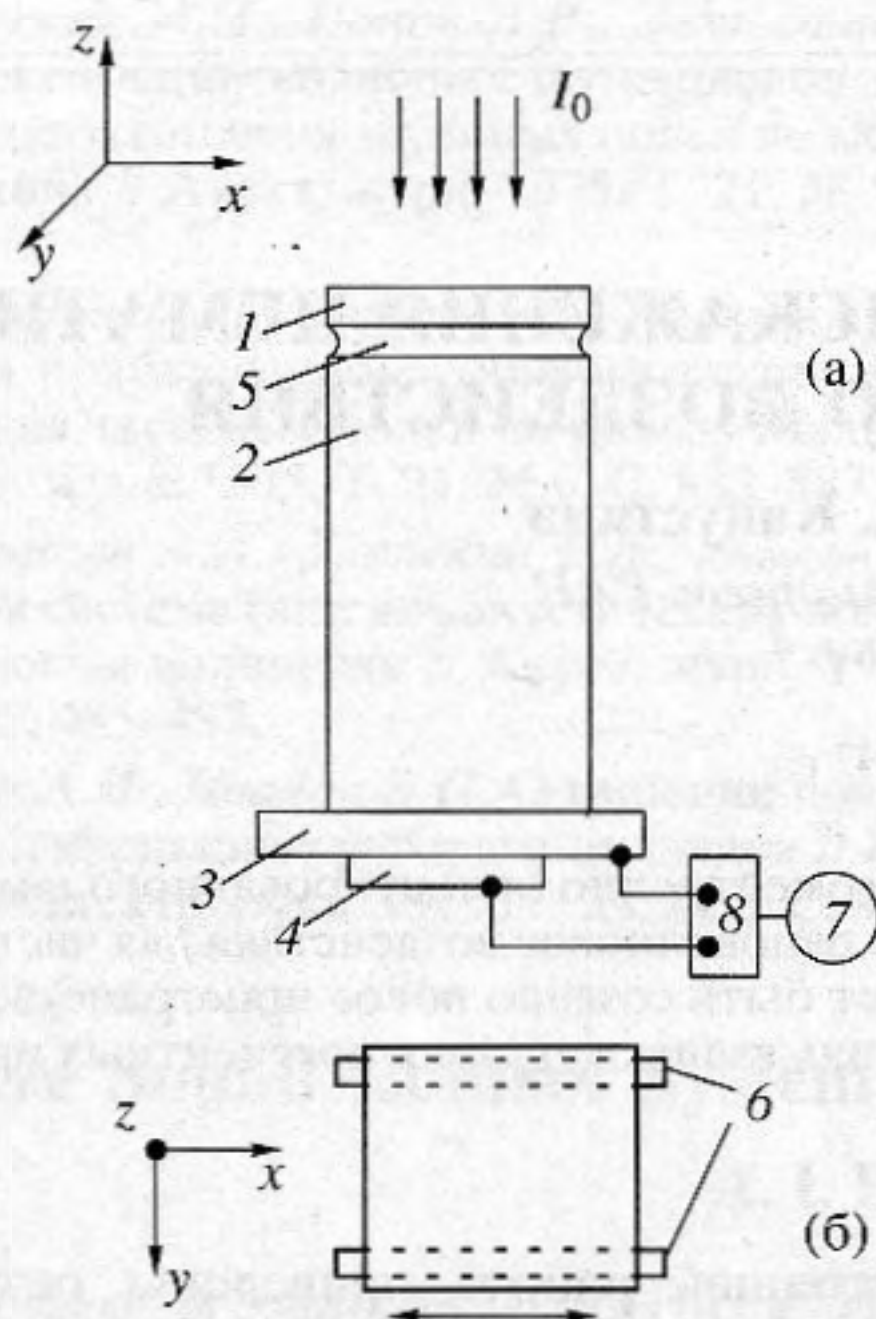


Рис. 1. Схема эксперимента и геометрия ячейки с НЖК: а – 1 – пластина (стекло), 2 – стержень–звукпровод (плавленый кварц), 3 – излучатель продольных волн (пластина из кварца X-среза), 4 – излучатель сдвиговых волн (пластина из кварца Y-среза), 5 – слой НЖК (Н8), 6 – прокладки, 7 – генератор, 8 – усилитель; б – расположение прокладок на торце звукпровода; стрелки показывают направление колебаний в волне сдвига.

нениями макроструктуры НЖК проводили в поляризованном отраженном свете по известной схеме [1]. Ориентацию слоя относительно поляроидов выбирали такой, чтобы обеспечить максимальную контрастность оптического изображения. При фотометрировании слоя использовали светофильтр на длину волны $\lambda_0 = 0.589$ мкм и фотоэлектронный умножитель, электрическое напряжение на выходе которого регистрировал вольтметр. Излучатели 3 и 4 питали от генератора 7 через усилитель 8 с двумя независимо регулируемые входами, что обеспечивало возможность варьировать амплитуды когерентных волн. Акустический контакт излучателей со звукпроводом осуществляли через тонкий адгезионный слой (салол). Величину воздействия контролировали по электрическому напряжению, подводимому к излучателям и измеряемому вольтметрами. Частоту воздействия варьировали в пределах 0.98–18 МГц и контролировали частотомером. Была предусмотрена возможность изменять фазу колебаний на одном из излучателей с помощью фазовращателя. Ориентация излучателя сдвиговых волн в схеме эксперимента такова, что направление колебаний совпадает с направлением оси x , т.е. параллельно прокладкам (стрелка на рис. 1б показывает это направление).

Проведены две серии опытов в условиях одноволнового и двухволнового воздействия.

Наблюдения показали, что при одноволновом воздействии, когда упругие колебания в слое НЖК возникают при падении на него только УЗ-волны сжатия с амплитудой ξ_l (излучатель 3), оптическая картина, отображающая искажение поля директора \vec{n} , представляет собой систему чередующихся светлых и темных полос, параллельных открытым краям ячейки (граница НЖК–воздух). Их пространственный период Λ в пределах точности измерений (± 5 мкм) определяет длина упругой волны в НЖК, а именно: $\Lambda = \lambda/2$ (рис. 2а, обозначение 1). Существенно, что эти полосы видны только вблизи открытых краев ячейки, а по мере удаления от них контрастность полос быстро падает, так что вся центральная область слоя остается темной (поляроиды скрещены), т.е. в этой зоне исходная гомотропная ориентация НЖК не нарушается.

Во второй серии опытов, т.е. в условиях двухволнового воздействия на НЖК, вблизи открытых краев ячейки образуется полосчатая структура, пространственный период которой по-прежнему определяет длина упругой волны λ (рис. 2а, обозначение 2, частота 14.89 МГц). Однако, наблюдения показали, что контрастность полос уже зависит от амплитуды не только продольных, но и сдвиговых волн ξ_s , и при увеличении последней возрастает. Отличительный признак двухволнового воздействия проявляется еще и в том, что в удаленной от открытых краев ячейки центральной области слоя возникает однородное по его плоскости просветление.

Чтобы описать и сравнить эти эффекты количественно, проводили фотометрирование слоя в условиях одноволнового и двухволнового воздействия и определяли величины светопропускания I при различных амплитудах продольных и сдвиговых волн. Эти данные приведены на рис. 2б–2д. Здесь значения I пересчитаны в разность фаз δ обыкновенной и необыкновенной световых волн по известной формуле кристаллооптики [11]: $I = I_0 \sin^2 \delta/2$; I_0 – интенсивность светового потока, падающего на слой¹. Амплитуды ξ_l и ξ_s на границе раздела звукпровод–НЖК рассчитывались по значениям электрического напряжения, подводимого к излучателям УЗ с помощью описанной в работе [12] методики анализа многослойных колебательных систем. Необходимые для этих расчетов значения добротности колебательной системы определены по экспериментальным графикам частотной зависимости оптического отклика слоя НЖК, являющегося одним из составных элементов системы. Фотометрирование слоя проводили в

¹ В этой формуле нет множителя $\sin^2 2\beta$. Здесь β – угол между плоскостью поляризации светового потока и плоскостью xz , где происходит движение директора. По условиям эксперимента $\beta = 45^\circ$.

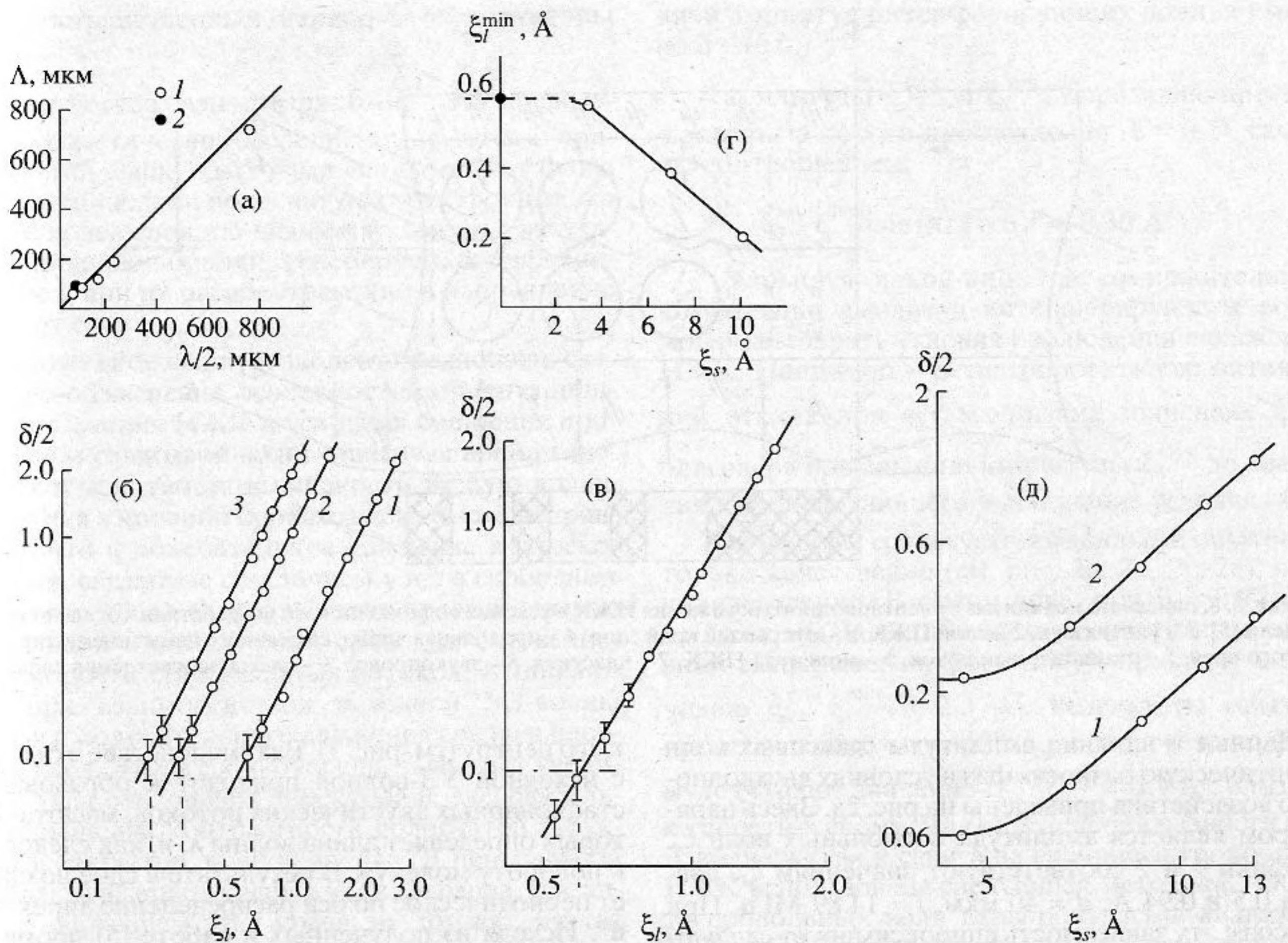


Рис. 2. Отклик НЖК на одноволновое и двухволновое воздействие: а – взаимосвязь пространственного периода Λ полосчатых структур у свободных краев слоя с длиной волны УЗ. Обозначения 1 и 2 показывают значения Λ в условиях одноволнового и двухволнового воздействия, $d = 40$ мкм; б – влияние амплитуды продольных колебаний на оптическую разность фаз в условиях двухволнового воздействия. Амплитуды сдвиговых волн составляют 3.4, 6.8, 10 Å (графики 1–3), $d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц; в – влияние амплитуды продольных колебаний в условиях одноволнового воздействия на оптическую разность фаз, $d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц; г – связь эффективного порога просветления с амплитудой сдвиговых волн, $d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц; д – влияние амплитуды сдвиговых волн на оптическую разность фаз в условиях двухволнового воздействия. Амплитуды продольных волн составляют 0.5 и 0.94 Å (графики 1, 2), $d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц.

центральной области ячейки, т.е. в зоне однородного просветления, при двухволновом воздействии и вблизи свободного края при одноволновом воздействии. В последнем случае поле зрения оптической системы ограничивали пределами одной наиболее контрастной полосы.

Семейство графиков 1–3 на рис. 2б представляет взаимосвязь оптической разности фаз δ с амплитудой продольных волн ξ_l в условиях двухволнового воздействия на НЖК при следующих значениях амплитуды сдвиговых волн: 3.4, 6.8, 10 Å, $d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц. При $\xi_s = \text{const}$ эту зависимость аппроксимирует функция вида $\delta \sim \xi_l^2$. График, изображенный на рис. 2в, показывает как изменяется оптическая разность фаз при увеличении амплитуды ξ_l в условиях одноволнового воздействия ($\xi_s = 0$). Эту взаимосвязь описывает другая степенная функция $\delta \sim \xi_l^{3.5}$. Пунктирные

вертикальные линии на рис. 2б и 2в отмечают амплитуды ξ_l^{min} , которым на графиках экспериментальной зависимости $\delta(\xi_l)$ соответствует значение $\delta = 0.1$, что отвечает относительному просветлению $I/I_0 = 0.01$. Примем это значение амплитуды ξ_l^{min} в качестве эффективного порога просветления². Как показывает график на рис. 2г, этот порог зависит от амплитуды сдвиговых волн ξ_s и при уменьшении последней растет, стремясь к значению $\xi_l^{\text{min}} = 0.6$ Å, которое соответствует условиям эксперимента при одноволновом воздействии на НЖК ($d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц).

² При анализе непороговых ориентационных явлений в НЖК понятие эффективного порога вводят, чтобы учесть существование у измерительной аппаратуры пределов по чувствительности. При $\delta = 0.1$ просветление слоя надежно регистрируется поляризационно-оптическим методом.

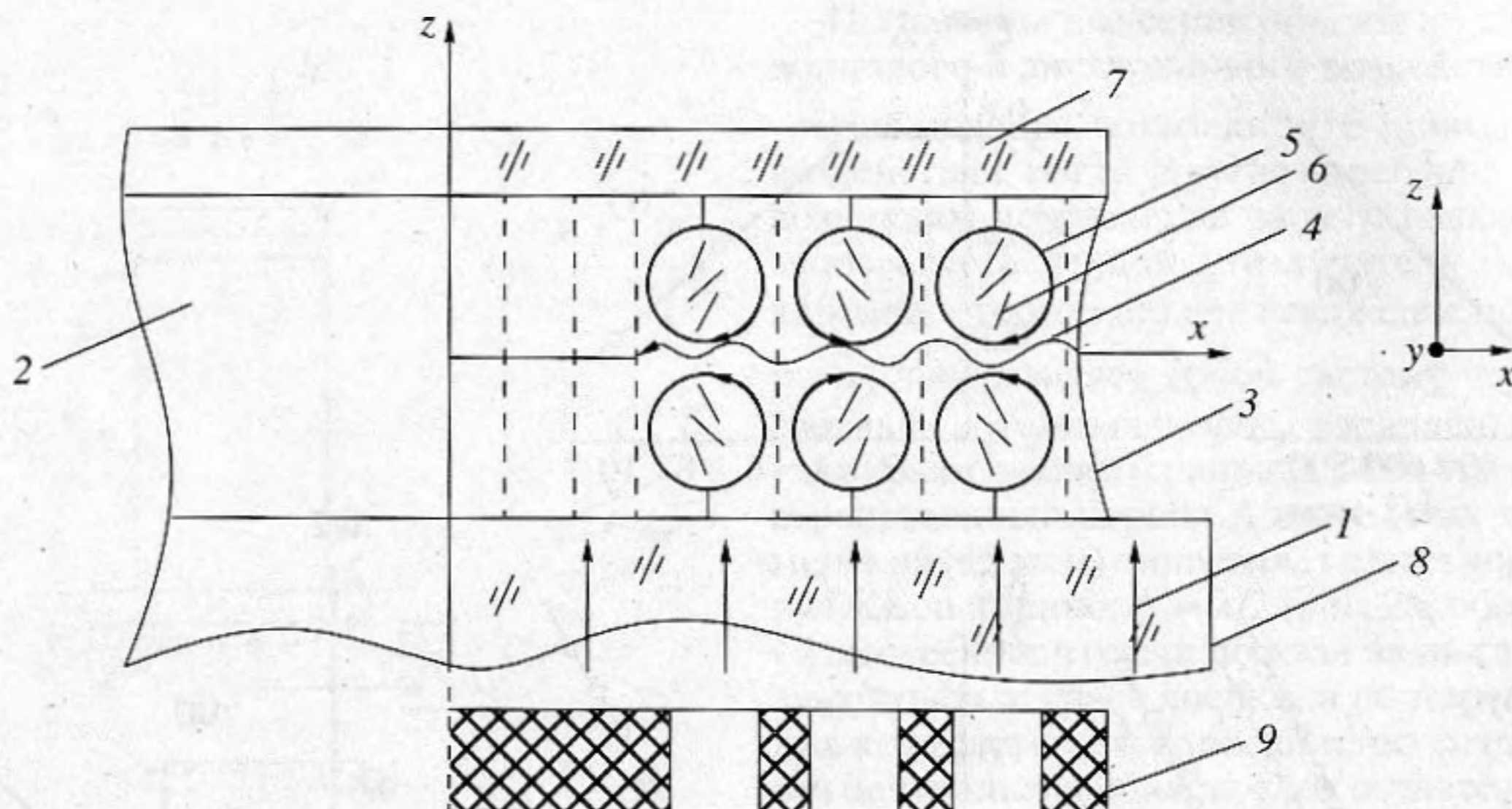


Рис. 3. К описанию механизма ориентационного искажения НЖК в условиях одноволнового воздействия, согласно модели [5]: 1 – ультразвук, 2 – слой НЖК, 3 – открытый край слоя, 4 – продольная волна, связанная с движением открытого края, 5 – стационарный поток, 6 – молекула НЖК, 7 – пластина, 8 – звукопровод, 9 – схема просветления слоя.

Данные о влиянии амплитуды сдвиговых волн на оптическую разность фаз в условиях двухволнового воздействия приведены на рис. 2д. Здесь параметром является амплитуда продольных волн ξ_l . Графики 1 и 2 соответствуют значениям ξ_l , равным 0.5 и 0.94 Å; $d = 40$ мкм, $f = 14.89$ МГц. При $\xi_l = \text{const}$ эту зависимость аппроксимирует следующая функция: $\delta \sim \xi_l^2$.

Полученные экспериментальные результаты сводятся к следующему:

– при двухволновом воздействии на НЖК в области эффективного смещения волн (зона однородного просветления) оптическая разность фаз связана с амплитудами интерферирующих волн соотношением вида: $\delta \sim (\xi_l \xi_s)^2$;

– эффективный порог просветления ξ_l^{min} в условиях двухволнового воздействия зависит от амплитуды сдвиговых волн;

– переход к режиму одноволнового воздействия ($\xi_s = 0$) приводит к повышению эффективного порога ξ_l^{min} .

Для интерпретации опытных данных обратимся к теоретическим моделям [5, 10], которые постулируют “поточный” механизм воздействия УЗ на гомеотропно ориентированный слой НЖК и рассматривают физические ситуации, близкие к условиям описанных опытов. Согласно модели [5], картина ориентационного искажения НЖК в слое с двумя свободными краями в условиях одноволнового воздействия ($\xi_s = 0$) такова. Движение свободных краев слоя при его периодическом сжатии в УЗ-волне приводит к возбуждению продольных волн, которые распространяются в плоскости слоя

к его центру (см. рис. 3). Взаимодействие этих волн с исходной УЗ-волной приводит к образованию стационарных акустических потоков, масштаб которых определяет длина волны λ , и, как следствие, к повороту молекул. В результате в слое возникает периодическое по оси распределение директора \mathbf{n}^3 . Исходя из полученных в работе [5] промежуточных уравнений и полностью повторяя ход рассуждений, приходим к следующей формуле для оценки оптической разности фаз:

$$\delta = [\pi^3 \Delta n d^3 \rho^2 c^4 \alpha_2^2 \psi^2(x) F^2(x) / 105 \lambda_0 L^2 \times \eta_2^2 K_3^2] \xi_l^4 \quad (2)$$

Здесь $|\psi(x)|$ – функция, которая описывает распределение сжатия по ширине слоя L , ρ , c и K_3 – плотность, скорость звука и постоянная упругости Франка для НЖК, $F(x) \approx 4\eta_1 \kappa_v d \cos(kx/\mu\pi)$, α_2 , μ , η_1 , η_2 – вязкость НЖК. Отметим следующие из формулы (2) особенности оптического отклика НЖК в условиях одноволнового воздействия:

– картина просветления слоя – это полосчатая структура, контрастность которой зависит от амплитуды ξ_l ;

³ Этот механизм ориентационного искажения НЖК в УЗ-поле, учитывающий влияние граничных условий в ячейке, впервые был рассмотрен и математически описан в работе [13]. Однако, ее авторы допустили ошибку при расчете волновых полей в слое, рассматривая волны с волновыми числами $(1+i)k^2/2\kappa_v$, которые не следуют из гидродинамики НЖК. В работе [5] эта ошибка была учтена, но неточность в определении δ привела к неверному результату. Далее мы приводим корректную формулу (2), которая позволяет провести прямое сопоставление экспериментальных и теоретических данных.

– пространственный период этой структуры $\Lambda = \lambda/2$;

– оптическая разность фаз $\delta \sim \xi_l^4$. Эти предсказания теоретической модели согласуются с приведенными выше опытными данными. Тот факт, что мы наблюдали полосчатую структуру только вблизи краев слоя, по-видимому, связан с затуханием продольных волн, генерируемых движением краев, при их распространении в направлении к центру слоя.

Изложенное выше позволяет предложить следующее объяснение особенностей ориентационного искажения НЖК в условиях смешения продольной и сдвиговой волн: сдвиговая волна генерирует в нематической жидкости вязкую волну, колебания в которой происходят в том же направлении, что и колебательное движение в плоскости слоя, связанное с наличием у него свободных краев (вдоль оси x). Вблизи этих краев смешение продольной и вязкой волн приводит к повышению скорости стационарных потоков, возникающих при взаимодействии исходной УЗ-волны сжатия и колебательного движения среды в плоскости слоя. Это, в свою очередь, вызывает увеличение угла отклонения директора и, следовательно, повышение контрастности полосчатой структуры у открытых концов ячейки. В центральной ее области вдали от краев, куда колебания, связанные с движением этих краев, не доходят, вязкая волна интерферирует только с исходной УЗ-волной сжатия, что создает свое распределение скоростей потоков и иную картину искажения поля директора. Если такая интерпретация явления верна, т.е. ориентационное искажение НЖК в центральной области обусловлено взаимодействием нормальной и тангенциальной составляющих колебательного движения, то для его количественной оценки можно воспользоваться результатами работы [10], где проанализировано взаимодействие вязкой волны с нормальной составляющей одной из собственных акустических мод слоя⁴. Согласно [10], оптическая разность фаз связана с амплитудами интерферирующих волн ξ_l и ξ_s следующим соотношением:

$$\delta = \pi \Delta n \alpha_2^2 d^3 (\xi_l \xi_s)^2 \omega^3 \times \sin^2(\pi/4 - \theta) / 210 \lambda_0 \eta_2 K_3^2. \quad (3)$$

Следствием формулы (3) являются следующие выводы:

– оптическая разность фаз в условиях двухволнового воздействия определяется комбина-

цией амплитуд интерферирующих волн, а именно $\delta \sim (\xi_l \xi_s)^2$;

– амплитуды ξ_l^{\min} и ξ_s^{\min} , определяющие эффективные пороги просветления ($\delta = 0.1$), связаны соотношением:

$$\xi_l^{\min} \xi_s^{\min} |\sin(\pi/4 - \theta)| \approx 0.36 \text{ \AA}^2; \quad (4)$$

– варьируя какой-либо из сомножителей в комбинации амплитуд интерферирующих волн, можно выбирать условия наблюдения искажения НЖК. Например – регистрировать его оптический отклик при весьма низких значениях ξ_l^{\min} благодаря повышению амплитуды ξ_s^{\min} до значения, обеспечивающего выполнение условия (4).

Эти выводы согласуются с данными опытов не только качественно (см. рис. 2а, 2б, 2г, 2д), но и количественно. В самом деле, при $\theta = 0.94$ рад, что, как мы далее покажем, соответствует условиям эксперимента, формула (4) приводит к значению $\xi_l^{\min} \xi_s^{\min} = 2.3 \text{ \AA}^2$. Результаты опытов, представленные на рис. 2г, при пересчете по формуле (4) дают значение $\xi_l^{\min} \xi_s^{\min} = 3.4 \text{ \AA}^2$, близкое к теоретическому. Для определения разности фаз θ , волн сжатия и сдвига на границе звукопровод-НЖК использована следующая методика. Частота продольных волн варьировалась в диапазоне 14.7–15.3 МГц и регистрировалось изменение оптического отклика НЖК на это воздействие. Как показывает график, представленный на рис. 4, внутренняя структура этой частотной характеристики представляет собой последовательность максимумов “прозрачности”, разделенных по частоте интервалом $\Delta f = 0.06$ МГц, которые соответствуют резонансу волн сжатия в звукопроводе длиной $l = 5$ см ($2l\Delta f = 6$ км/с = c_l – скорость распространения продольных волн в материале звукопровода) и набегу разности фаз, равному 2π . Резонанс волн сдвига, ближайший к частоте $f = 14.887$ МГц продольных волн в эксперименте по двухволновому воздействию, имеет место при $f' = 14.878$ МГц. Отсюда, используя формулу, связывающую перечисленные величины: $\theta = 2\pi(f - f')/\Delta f$, приходим к указанному выше значению θ .

Обобщим и обсудим приведенные выше результаты наших опытов. Традиционно акустически инициируемые ориентационные явления в НЖК изучали во внешнем УЗ-поле, создаваемом одним источником (одноволновое воздействие) [1]. Идея перехода к двухволновому воздействию на НЖК (внешнее УЗ-поле формируют два когерентных источника), обсуждавшаяся еще в 80-е годы [7], на наш взгляд, представляет интерес как с принципиальной, так и прикладной точек зрения. В принципиальном отношении интересно проследить взаимосвязь волновых интерференционных процессов с ориентационным состояни-

⁴ В отличие от рассматриваемой нами физической ситуации в эксперименте, описанном в работе [10], ПАВ возбуждала в слое НЖК не менее двух собственных акустических мод, нормальные составляющие которых сравнимы по величине, т.е. имело место не двухволновое, как в модели [10], а трехволновое взаимодействие.

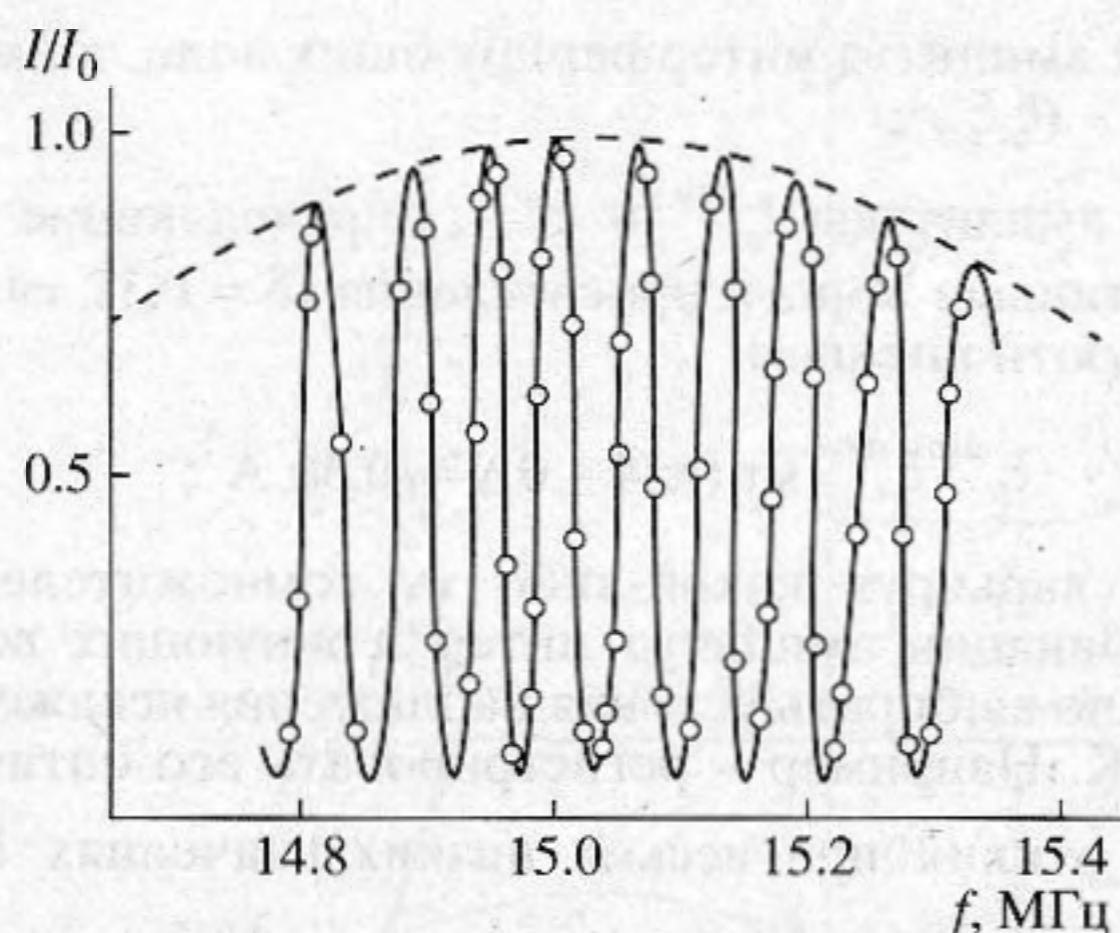


Рис. 4. Экспериментальный график частотной зависимости оптического отклика слоя НЖК в условиях одноволнового воздействия, отражающий резонансные явления в колебательной системе звукопровод-НЖК.

ем НЖК, что мы и старались сделать в данной статье. В прикладном отношении эта идея привлекательна тем, что именно она открывает пути к снижению мощности сигнальной волны в системах акустической визуализации, функционирующих по голографической схеме с экраном на НЖК [1, 8, 9]. Однако, авторы работ, посвященных данной тематике, при анализе эффекта либо опирались на ошибочные гипотезы [7–9], либо допускали неточности при расчетах [9], что приводило к неверным конечным результатам. Основа для изучения интерференционных процессов в НЖК была заложена в работе [10], авторы которой создали модель, описывающую изменение макроструктуры слоя в условиях интерференции когерентных упругой и вязкой волн. Однако, в опытах, направленных на ее апробацию [10], не удалось реализовать условия, адекватные расчетным: вязкая волна взаимодействовала не менее, чем с двумя упругими волнами (собственными акустическими модами слоя).

Мы попытались создать экспериментальную ситуацию, которая позволила бы нам пространственно разделить области взаимодействия тех волн, которые в наших условиях (ячейка с открытыми краями) формируют волновое поле в слое, выделить тот интерференционный процесс, который описывает модель [10] (взаимодействие единственной упругой волны с когерентной вязкой волной), и изучить закономерности, определяющие связь волновых параметров с оптическим откликом НЖК в этих условиях. В нашей ситуации мы имели дело с физическими эффектами, связанными с присутствием

– продольной “первичной” волны (волна возбуждаемая излучателем 3, которая распространяется вдоль оси z и вызывает периодическое сжатие слоя НЖК);

– продольной “вторичной” волны (волна, возникающая из-за периодического движения открытых краев слоя, т.е. границы раздела НЖК–воздух, которая распространяется вдоль оси x и затухает на расстоянии $\sim 20\lambda$);

– вязкой волны (волна, генерируемая в НЖК волной сдвига при возбуждении излучателя 4).

Мы рассмотрели интерференционные процессы, обусловленные сложением

– продольных (первичной и вторичной) волн (процесс А);

– продольных (первичной и вторичной) волн и вязкой волны (процесс В);

– продольной (первичной) и вязкой волн (процесс С) и искажение макроструктуры слоя НЖК в этих ситуациях.

Как следует из приведенных выше данных, процессы А и В проявляются только вблизи границ раздела НЖК–воздух, а связанное с ними искажение поля директора обнаруживает себя в виде системы полосчатых структур, параллельных границе раздела, с пространственным периодом $\sim \lambda/2$. В этой области слоя отличие ситуации, наблюдаемой при двухволновом воздействии (процесс В), от ситуации, типичной для одноволнового воздействия (процесс А), заключается в том, что вязкая волна вызывает снижение пороговой амплитуды продольной волны ξ_l^{\min} и повышение контрастности полос. В удаленной от краев центральной области слоя, где вязкая волна взаимодействует с единственной упругой волной (процесс С), возникает особенность в ориентационном состоянии слоя. Она проявляется в пространственно однородном не зависящем от граничных условий отклике НЖК на двухволновое воздействие. Такой характер отклика связан со структурой волнового поля, создаваемого излучателем УЗ: в продольной волне колебания синфазны, а их амплитуды распределены по плоскости слоя более или менее равномерно, что картина просветления и отображает. Взаимодействие этой волны с когерентной вязкой волной, которое происходит в тонком пограничном слое ($l/k_v \ll d$), только создает условия для более интенсивной генерации стационарных акустических потоков, порождаемых упругой волной. Это проявляется в снижении пороговой амплитуды ξ_l^{\min} , определяющей тот уровень УЗ-воздействия, который необходим для наблюдения искажения поля директора поляризационно-оптическим методом. Мы хотим обратить внимание на тот факт, что в условиях одноволнового воздействия (процесс А) в той же центральной области просветления слоя не наблюдали, т.е. там исходная ориентация молекул не нарушалась. Существенно также, что при двухволновом воздействии (процесс С) удается визуализировать реальное распределение амплитуд продольных волн в плоскости слоя, а не результат их интерференции с различного рода па-

разитными или вторичными волнами. Последнее имело место в случае одноволнового воздействия (процесс А). Из полученных нами экспериментальных данных следует, что связь оптического отклика с параметрами воздействия в условиях процесса С определяет закономерность вида: $\delta \sim \xi_l^2 \xi_s^2$, отличная от той, которая характеризует эту взаимосвязь у процесса А, а именно: $\delta \sim \xi_l^4$. Эти закономерности удовлетворительно интерпретируются в рамках представлений развиваемого нами общего подхода к механизму ориентационных явлений в УЗ-полях [3–6, 14] (генерация стационарных потоков). Модели [5, 10], базирующиеся на таком подходе, в целом, описывают картину наблюдаемых явлений. Следующее из формулы (3) соотношение

$$\xi_l^{\max} \approx (K_3/\omega \kappa_v \alpha_2 d \xi_s)(105\lambda_0/\Delta nd)^{1/2} \quad (5)$$

иллюстрирует взаимосвязь констант взаимодействия с амплитудами продольной и сдвиговой волн. Здесь ξ_l^{\max} – амплитуда продольной волны, соответствующей достижению оптической разности фаз $\delta = \pi$.

Подводя итог проведенному исследованию, мы хотим отметить два обстоятельства.

Развиваемый новый подход для исследования ориентационных переходов в НЖК, основанный на двухволновом воздействии, позволяет обнаружить ряд новых явлений, а именно, большее разнообразие форм пространственного распределения директора, создаваемого УЗ (пространственно-периодическое, однородное), а также дает возможность изменять некоторые характеристики известных структур.

Описанный эффект может быть использован для создания перспективной системы акустической визуализации, построенной по модифицированной голографической схеме (в качестве опорной волны использована когерентная вязкая волна), с новыми функциональными признаками:

– более высокой чувствительностью, определяемой и управляемой опорной волной,

– чувствительностью, не зависящей от пространственного масштаба изображения.

Такие системы смогут найти применение не только при решении традиционных задач неразрушающего контроля [1], но и в медицинской диагностике и при изучении Мирового океана [15].

Данная работа частично поддержана Международным научным фондом (грант J 7D 100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капустин А.П., Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1986.
2. Miyano K., Shen Y. Domain pattern excited by surface acoustic waves in a nematic film // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. № 9. P. 473–475.
3. Аникеев Д.И., Бочаров Ю.В., Вужва А.Д. и др. Оптический эффект в НЖК при воздействии поверхностных акустических волн // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 6. С. 966–974.
4. Бочаров Ю.В., Капустина О.А. Воздействие ультразвуковых волн сдвига на жидкие кристаллы // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 2. С. 165–171.
5. Кожевников Е.Н. Просветление слоя со свободными концами в звуковом поле // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 533–538.
6. Кожевников Е.Н. Акустооптический эффект в нормально ориентированном слое НЖК при падении на него ультразвукового пучка // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 1. С. 161–166.
7. Dion J. Anisotropie ultrasonore et reorientation moleculaire dans un nematique // C.R. Acad. Sc. Paris. 1978. № 286. P. 383–385.
8. Dion J., Jacob A. Ultrasonic intensity and phase imaging at 3.6 MHz using liquid crystal conversion // IEEE Trans. on ultrasonics, ferroelectrics and frequency control. 1987. V. 34. № 5. P. 550–557.
9. Акопян Р.С., Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Возбуждение регулярных конвективных движений в жидких кристаллах // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 583–587.
10. Anikeev D., Bocharov Yu., Vuzhva A. Reduction of acousto-optic effect in a nematics subject to combined actions // Liquid Crystals. 1989. V. 6. № 5. P. 593–596.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1986. 640 с.
12. Домаркас В.И., Кажис Р.Ю. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: МИНТИС, 1975. 256 с.
13. Sripaipan Ch., Hayes Ch., Fang G. Ultrasonically induced optical effect in a nematics // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. № 3. P. 1297–1303.
14. Аникеев Д.И., Капустина О.А., Лупанов В.Н. Структурные превращения в планарных образцах НЖК в ультразвуковом поле // ЖЭТФ. 1991. № 1. С. 197–204.
15. Houston K. 3-D acoustical imaging using micromechanical hydrophones // Sea Technology. 1996. V. 37. № 9. P. 29–34.

Peculiarities of the Orientational Distortion of a Nematic Liquid Crystal under a Two-Wave Action

Yu. V. Bocharov and O. A. Kapustina

The change in the macrostructure of a homeotropically oriented nematic liquid crystal and the optical response of such a crystal to a two-wave and a conventional single-wave actions at an ultrasonic frequency are studied experimentally. It is demonstrated that a new spatially-homogeneous state of the director can be formed in a nematic liquid crystals under the conditions of interaction between longitudinal and viscous coherent waves.